

- ных реакторов и установок. М., «Металлургия», 1973.
- Grounes M., Myers H. «Nature», 1962, v. 193, N 4814, p. 468.
 - Уманский Я. С. и др. Физическое металловедение. М., Metallurgizdat, 1955.
 - Утевский Л. М. Отпуская хрупкость стали. М., Metallurgizdat, 1961.
 - Potapovs U., Hawthorne J. «Nucl. Appl.», 1961, v. 6, № 1, p. 27.
 - Николаев В. А., Баданин В. И. «Металлы», 1975, N 2, с. 126.

УДК 621.039.531

Определение переходного искажения термо-ЭДС термопар, работающих в реакторных условиях

КОРОТЕНКО М. Н., СЛЕСАРЕВСКИЙ С. О., СТЕЛЬМАХ С. С.

Реакторное облучение вызывает в термопарах переходные искажения термо-ЭДС, зависящие от плотности потока облучения и исчезающие при прекращении облучения. Искажения, согласно оценкам различных экспериментаторов [1—4], составляют 0,5—5% измеряемой термо-ЭДС. Различны и объяснения физической сущности этого эффекта. В работе [1] для объяснения используется теория свободных электронов; согласно работе [2], значительные по абсолютной величине изменения термо-ЭДС обусловлены изменением уровня Ферми в термоэлектродных материалах; в работе [3] изменения объясняются локальным γ -разогревом рабочего спая термопары.

В большей части известных экспериментов изменение термо-ЭДС определялось с помощью широко используемой в обычных метрологических измерениях методики градуировки термопар по температуре плавления (затвердевания) металлов. Возможность применения этого метода в условиях облучения, когда во всем объеме реперного, изоляционного и термоэлектродного материалов возникают внутренние источники тепла с различающимися коэффициентами объемного тепловыделения q_v , заслуживает в каждом случае отдельного изучения.

Не останавливаясь на обсуждении возможного механизма возникновения этого эффекта, приведем некоторые результаты сравнительного определения величины переходных искажений термо-ЭДС для термопар различных градуировок, рабочие спай которых находятся при заведомо одинаковой температуре. С этой целью три-четыре термоэлектрода сваривались в один рабочий спай, размер которого в зависимости от диаметра термоэлектродов составлял 0,4—1,5 мм (рис. 1).

Измерение температуры с помощью четырехэлектродной термопары

Номер термопары	Тип	До облучения			Во время облучения	
		R, Ом	E, мВ	t, °C	E, мВ	t, °C
1	X ₁ —X ₂	79,7	0,0012	—	0,0017	—
2	X ₁ —A	56,0	4,9512	120,1	5,0671	123,5
3	X ₂ —A	56,3	4,9523	120,1	5,0699	123,6
4	X ₁ —K	61,1	8,4648	120,1	8,8826	126,1
5	X ₂ —K	61,8	8,4693	120,2	8,8842	126,1
6	A—K	39,1	3,5161	120,3	3,8163	130,7

Согласно расчетам, максимальный градиент температуры на рабочем спая для данных условий облучения $\Delta t' \approx 0,2^\circ \text{C}$. В таблице для сравнения приведены значения сопротивления термопар R, термо-ЭДС E и соответствующего уровня температуры для шести термопар, получающихся при сварке четырех термоэлектродов диаметром 0,5 мм в один рабочий спай [в данном случае два хромеля (X₁ и X₂), алюмель (A) и конпель (K)]. Величина термо-ЭДС для каждой термопары может быть также получена и как алгебраическая сумма термо-ЭДС двух других термопар

$$E_{X_1-A} = E_{X_1-K} - E_{A-K}$$

При отсутствии облучения температура для всех термопар практически одинакова $t_2 = t_3 = \dots = t_6$. При работе реактора ВВР-М на номинальной мощности 10 МВт [$\Phi_{\text{тепл}} \approx 1 \cdot 10^{14}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$; $\Phi_{\text{быстр}} \approx 4 \cdot 10^{13}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$; $D_\gamma \approx 2 \cdot 10^5$ рад/с] значения температур, воспроизводимые по показаниям каждой термопары E, существенно различаются. Характерно,

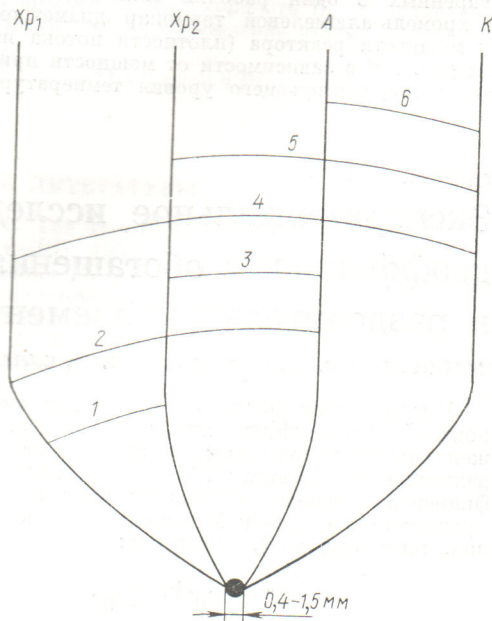


Рис. 1. Четырехэлектродная термопара

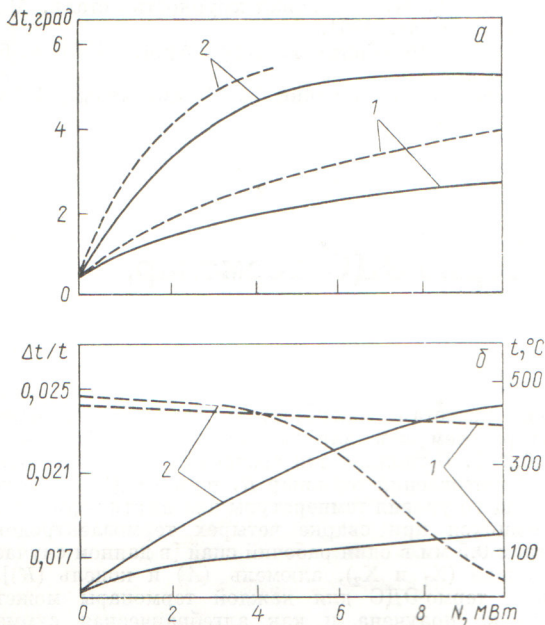


Рис. 2. Зависимость величины искажения в показаниях хромель-копелевой и хромель-алюмелевой термопар, уровня температуры облучения и отношения $\Delta t/t$ от мощности реактора: 1 и 2 — облучение при пониженной и повышенной температуре соответственно

что для одноименных термоэлектродов не наблюдалось дополнительного искажения сигнала.

На рис. 2,а показана зависимость изменения разницы температуры Δt , воспроизводимой по показаниям сваренных в один рабочий спай хромель-копелевой и хромель-алюмелевой термопар диаметром 0,5 мм, от мощности реактора (плотности потока излучения). На рис. 2,б в зависимости от мощности приведено изменение существующего уровня температуры и отно-

шения $\Delta t = t_{X_{1,2}-K} - t_{X_{1,2}-A}$ к усредненному уровню температуры облучения рабочего спаив (пунктир).

Для оценки влияния температуры на величину переходного искажения Δt облучение проводилось при разных уровнях температуры. Как следует из рис. 2,а, увеличение температуры облучения при прочих равных условиях приводит к увеличению Δt . Изменяется также и характер зависимости. При определенном сочетании плотности излучения, температуры и диаметра термоэлектродов наблюдается явно выраженное насыщение. Дальнейший рост температуры и плотности излучения не приводит к увеличению искажения термо-ЭДС. Отметим, что с уменьшением диаметра термоэлектродов Δt тоже уменьшается.

На рис. 2,а показано значение Δt для термопар, экранированных слоем кадмия толщиной $\delta \approx 0,7$ мм (пунктир). Поглощение кадмием тепловых нейтронов (n, γ -реакция) сопровождается значительным выходом вторичных γ -квантов, что приводит к локальному увеличению γ -потока в месте расположения рабочих спаев и, как следствие, к увеличению Δt . Наличием значительного γ -фона реактора объясняется и тот факт, что при $N = 0$ разница в показаниях между хромель-копелевой и хромель-алюмелевой термопарами $\Delta t \approx 0,3 - 0,7$ град.

Влияния интегрального нейтронного потока не обнаружено, удовлетворительно совпадающие значения $\Delta t = t_{X-K} - t_{X-A}$ были получены для термопар, облученных флюенсом тепловых нейтронов от $1 \cdot 10^{18}$ до $\sim 4 \cdot 10^{20}$ нейтр./см².

Поступило в Редакцию 15/XII 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Leonard J. «Nucl. Appl.», 1969, v. 6, N 3, p. 202.
2. Маркина Н. В., Самсонов Б. В., Цыканов В. А. «Физ. металлов и металлосведение», 1971, т. 32, вып. 4, с. 747.
3. Dau G., Bourassa R., Keeton S. «Nucl. Appl.», 1968, v. 5, N 5, p. 322.
4. Bianchi G., Moretti S. «Energia Nucl.», 1964, v. 11, N 8, p. 426.

УДК 621.039.3

Экспериментальное исследование зависимости коэффициента обогащения от степени деления потока в разделительном элементе

КАМИНСКИЙ В. А., САРИШВИЛИ О. Г., СУЛАБЕРИДЗЕ Г. А., ЧУЖИНОВ В. А., ДЖАНДЖГАВА Б. Ш.

В ряде работ по теории разделения изотопов было показано, что коэффициент деления потока газа θ должен оказывать существенное влияние на работу разделительного элемента [1, 2], причем зависимость коэффициента обогащения от θ для элементов, реализующих процесс типа рэлеевской дистилляции (газовая диффузия, масс-диффузия), имеет вид:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \frac{1}{\theta} \ln \frac{1}{1-\theta}, \tag{1}$$

где ε_0 выражается через параметры, характеризующие

первичный эффе́кт конкретного метода разделения. Несмотря на важность этой зависимости для теории каскадов, она до настоящего времени не была экспериментально подтверждена.

В настоящей работе проведено экспериментальное изучение этой зависимости с использованием метода масс-диффузии. Как показано в работе [3], коэффициент обогащения для масс-диффузионного элемента с достаточной степенью точности можно представить

$$\varepsilon = \frac{\Delta D}{D} \frac{q \ln q}{q-1} \frac{1}{\theta} \ln \frac{1}{1-\theta}, \tag{2}$$